

SÉRIE A, N° 2312

N° D'ORDRE :

144

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Manuel J. N. VALADARES

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A LA SPECTROGRAPHIE, PAR DIFFRACTION CRISTALLINE, DU RAYONNEMENT γ .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **11** Décembre 1933 devant la Commission d'examen

M. JEAN PERRIN.....	<i>Président.</i>
M ^{me} P. CURIE.....	} <i>Examineurs.</i>
M. A. DEBIERNE.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 2312

N° D'ORDRE :

144

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Manuel J. N. VALADARES

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A LA SPECTROGRAPHIE, PAR DIFFRACTION CRISTALLINE, DU RAYONNEMENT γ .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Décembre 1933 devant la Commission d'examen**

M. JEAN PERRIN..... *Président.*

M^{me} P. CURIE..... } *Examineurs.*
M. A. DEBIERNE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyen honoraire.... M. MOLLIARD.

Profess. honoraires. { H. LE CHATELIER. EMILE PICARD.
H. LEBESGUE. RÉMY PERRIER
A. FERNBACH. LÉON BRILLOUIN.
A. LEDUC. A. DEREIMS.

E. GOURSAT..... Analyse supérieure et algèbre supér.
P. JANET..... Electrotechnique générale.
F. WALLERANT..... Minéralogie.
P. PAINLEVE..... Mécanique anal. et-mécanique céleste.
M. CAULLERY..... Zoologie (Evolution des êtres organisés)
EMILE BOREL..... Calcul des probabilités et phys. mathém.
H. ABRAHAM..... Physique.
M. MOLLIARD..... Physiologie végétale.
E. CARTAN..... Géométrie supérieure.
GABRIEL BERTRAND..... Chimie biologique.
JEAN PERRIN..... Chimie physique.
L. LAPICQUE..... Physiologie générale.
M^{me} P. CURIE..... Physique générale et radioactivité.
G. URBAIN..... Chimie générale.
L. MARCHIS..... Aviation.
E. VESSIOT..... Théorie des fonct. et théorie des transf.
A. COTTON..... Physique générale.
J. DRACH..... Application de l'analyse à la géométrie.
CHARLES FARRY..... Physique.
R. LESPIEAU..... Théories chimiques.
P. PORTIER..... Physiologie comparée.
CHARLES PEREZ..... Zoologie.
E. BLAISE..... Chimie organique.
P.-A. DANGEARD..... Botanique.
LÉON BERTRAND..... Géolog. structurale et géolog. appliquée.
E. RABAUD..... Biologie expérimentale
G. JULIA..... Calcul différentiel et calcul intégral.
PAUL MONTEL..... Mécanique rationnelle.
V. AUGER..... Chimie appliquée.
P. WINTREBERT..... Anatomie et histologie comparées
O. DUBOSCO..... Biologie maritime.
EUGÈNE BLOCH..... Physique théorique et phys. céleste.
L. LUTAUD..... Géogr. physique et géol. dynamique.
HENRI VILLAT..... Mécanique des fluides et applications.
CH. JACOB..... Géologie.
P. PASCAL..... Chimie minérale.
E. ESCLANGON..... Astronomie.
H. BENARD..... Mécanique expérimentale des fluides.
C. MAUGUIN..... Minéralogie.
L. BLARINGHEM..... Botanique.
A. GUILLIERMOND..... Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY..... Mathématiques générales.
A. DUFOUR..... Physique (P. C. N.).
H. BÉGHIN..... Mécanique physique et expérimentale.
DE BROGLIE..... Théories physiques.

Professeurs



E. PÉCHARD.....	Chimie (Ens. P.C.N.)	FOCH.....	Méc. exp. des fluides.
A. GUILLET.....	Physique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. N.).
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	VILLEY.....	Méc. phys. et expér.
A. MICHEL-LEVY.....	Pétrographie.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
H. MOUTON.....	Chimie physique.	FREUNDLER.....	Chimie (P. C. N.).
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	PRENANT.....	Zoologie.
M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.	P. JOB.....	Chimie générale.
ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.	CHRETIEN.....	Optique appliquée.
A. DERIERNE.....	Radioactivité.	G. BOHN.....	Zoologie (P. C. N.).
E. DARMOIS.....	Physique.	R. COMBES.....	Sc. Natur. (P. C. N.).
G. BRUHAT.....	Physique.	GARNIER.....	Mécan. Rationnelle.
F. PICARD.....	Zool. (Ev. êtres org.)	PÈRES.....	Mécan. des fluides.
L. JOLEAUD.....	Paléontologie.	LAUGIER.....	Physiologie génér.
M. FRECHET.....	Calcul des probab. et phys. math.	TOUSSAINT.....	Technique aéronaut.
M ^{me} RAMART-LUCAS.....	Chimie organ.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. N.).
		M. CURIE.....	Physique (P. C. N.).

Secrétaire..... A. PACAUD
Secrétaire honoraire... D. TOMBECK

A MADAME PIERRE CURIE

Hommage respectueux.

A MA MÈRE

CONTRIBUTION A LA SPECTROGRAPHIE, PAR DIFFRACTION CRISTALLINE, DU RAYONNEMENT γ

Par MANUEL J. N. VALADARES

INTRODUCTION

Cette étude a été entreprise dans le but d'augmenter nos connaissances relatives au spectre $\gamma + X$ émis par les substances radioactives. Nous avons, d'une part, pu détecter quelques raies non signalées encore, d'autre part, nous avons mieux précisé la longueur d'onde de certaines raies connues, ce qui a permis de donner plus de sécurité à l'attribution de ces raies aux différentes transformations radioactives possibles.

Dans les deux premiers chapitres, nous rappelons succinctement les réactions à envisager entre le rayonnement γ et la matière et les différents procédés d'étude du rayonnement γ . Nous insistons plus particulièrement sur la méthode de spectrographie par diffraction cristalline. Le chapitre III contient les résultats obtenus. Dans le dernier chapitre, est traité le phénomène qui est venu éclaircir notablement le mécanisme de l'émission du rayonnement γ : la structure fine du spectre magnétique des rayons α .

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Curie. Je prie M^{me} Curie de trouver ici l'expression de ma très grande reconnaissance pour l'intérêt qu'elle a toujours bien voulu

apporter à mes recherches et pour les moyens mis à ma disposition.

Je me fais un plaisir de remercier M. Frilley pour l'amabilité avec laquelle il m'a mis au courant de tous les détails du spectrographe qui lui avait servi pour effectuer sa remarquable étude du rayonnement γ , et aussi pour l'intérêt qu'il a apporté à la discussion de tous mes résultats.

Je tiens à remercier très vivement M. S. Rosenblum qui a pris un intérêt amical à la marche de mes essais et qui, à plusieurs reprises, m'a fourni des suggestions intéressantes pour le développement du travail.

Mon séjour à Paris a été rendu possible grâce à une bourse accordée par le Gouvernement portugais (*Junta de Educação Nacional*).

CHAPITRE PREMIER

Méthodes d'étude du rayonnement γ

§ 1. — Parmi les différentes émissions nucléaires qui accompagnent les transformations radioactives, il existe un rayonnement qui possède des propriétés analogues à celles des rayons X. C'est le rayonnement γ .

Les méthodes d'étude du rayonnement γ peuvent être classées en quatre groupes :

- 1° Méthode d'absorption ;
- 2° Méthode de l'effet photo-électrique :
 - a) spectre β « naturel » ;
 - b) spectre β « excité » ;
- 3° Méthode de l'effet Compton ;
- 4° Méthode de la diffraction cristalline.

§ 2. — Avant d'aborder la description de chaque méthode, nous exposerons brièvement les réactions que l'on doit envisager, pendant le passage du rayonnement à travers la matière, entre les photons qui constituent le rayonnement γ et les électrons extra-nucléaires.

1° L'atome qui reçoit un photon, le renvoie, sans le modifier, dans une autre direction. C'est le phénomène de diffusion simple ; le photon change seulement de direction et l'atome reste à l'état où il se trouvait au moment de l'absorption du photon.

2° La réaction peut également avoir lieu d'une façon différente : l'atome absorbe l'énergie du photon et envoie à l'extérieur un de ses électrons extra-nucléaires, doué

d'une énergie cinétique qui est celle du photon diminuée de l'énergie nécessaire pour rompre la liaison de l'électron à l'atome (énergie d'extraction). C'est le phénomène photo-électrique.

3° Un troisième mode de réaction est encore possible. Un photon subit un choc sur un électron supposé libre ; il y a réémission d'un quantum diffusé accompagnée de la projection de l'électron. L'énergie du quantum incident est répartie entre le nouveau quantum et l'électron. C'est l'effet Compton.

4° Récemment, certains travaux semblent avoir mis en évidence un nouveau mode de réaction entre les photons et les noyaux atomiques. Nos connaissances dans ce domaine sont encore restreintes ; certains auteurs pensent qu'il y a une liaison entre cette absorption dite nucléaire et l'émission des électrons positifs.

§ 3. — Comme les champs de force que l'on peut établir dans les laboratoires (champs électriques, champs magnétiques) n'agissent pas sur le rayonnement γ , l'analyse de celui-ci doit être faite en étudiant ses réactions avec la matière ; l'exposé très sommaire que nous venons de faire nous permet de classer les différentes méthodes qui servent à l'étude du spectre γ .

Méthode d'absorption. — Cette méthode est excellente quand il s'agit d'évaluer sommairement la composition d'un faisceau de rayons γ . Elle ne permet cependant pas une étude sûre de la composition du spectre γ ni une détermination précise des différentes composantes.

On procède habituellement de la façon suivante : on place des écrans d'épaisseur croissante sur le trajet d'un faisceau de rayons γ canalisés, et on mesure d'une façon appropriée la diminution d'intensité du faisceau. A l'aide des formules qui relient l'énergie du rayonnement γ à son coefficient d'absorption dans les éléments choisis comme

écrans, on peut analyser les composantes du rayonnement.

Méthode de l'effet photo-électrique. — a) Spectre β « naturel ». Quand une substance radioactive émet un rayonnement γ , cette émission est, en général, accompagnée d'un rayonnement β constitué par des groupes de vitesses bien définies, et qui peuvent se superposer au fond continu β d'origine nucléaire. Ces groupes de rayons β proviennent de l'effet photo-électrique interne des rayons γ sur les couches électroniques extra-nucléaires de l'atome émetteur du rayonnement γ .

Ainsi pour un photon de quantum $h\nu = E$ nous aurons, en désignant par $E_K, E_{L_1}, \dots$ l'énergie nécessaire au travail d'extraction d'un électron placé sur la couche K, $L_1, \dots$, une série de groupes de rayons β avec les énergies suivantes :

$$\begin{aligned} E - E_K \\ E - E_{L_1} \\ \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots \end{aligned}$$

On peut déterminer les énergies des différents groupes de rayons β par leur déviation magnétique (méthode directe ; méthode de focalisation) ; si dans l'analyse du spectre β ainsi obtenu on trouve deux groupes de rayons dont la différence d'énergie est égale à $E_K - E_{L_1}$ on attribuera ces deux groupes à un même rayonnement γ ; si leurs énergies sont respectivement E_1 et E_2 , on aura :

$$E_1 + E_K = E_2 + E_{L_1} = E = h\nu.$$

Des règles empiriques, qui peuvent être expliquées par des théories récentes, permettent de prévoir les intensités relatives des groupes électroniques dus à l'absorption interne du même rayonnement γ par les différentes couches élec-

troniques. Ces règles contrôlent et facilitent la classification des spectres β naturels.

Cette méthode a été très souvent employée en radioactivité par Hahn et Meitner, Ellis, Black, etc.

b) Spectre β « excité ». On étudie la composition du rayonnement γ émis par une substance radioactive, non seulement à partir du spectre β « naturel », mais encore à partir du spectre β que ce rayonnement engendre par effet photo-électrique sur certains métaux (Ellis, Thibaud). Si on connaît les énergies des niveaux électroniques du métal employé, il suffit de mesurer les énergies des rayons β excités pour trouver les énergies des rayons γ .

Cette méthode est moins précise que celle qui utilise le spectre β « naturel » ; en effet, par des raisons d'ordre expérimental, les raies sont moins fines ; par contre, elle permet d'obtenir des renseignements précieux sur le rapport entre le nombre de photons qui donnent origine aux groupes homogènes de rayons β naturels (c'est-à-dire qui sont convertis dans l'atome émetteur lui-même) et le nombre de photons qui quittent l'atome sans absorption interne.

Méthode de l'effet Compton. — Skobelzyn a établi une méthode très importante pour l'étude du rayonnement γ par l'analyse de l'effet Compton. On étudie dans une chambre Wilson les trajectoires des électrons projetés par les photons incidents sur les gaz qui remplissent la chambre ; ces trajectoires sont courbées sous l'action d'un champ magnétique connu. Une étude de la courbure de ces trajectoires combinée avec la détermination de l'angle qu'elles forment avec la direction du rayonnement γ incident, permet d'établir non seulement l'énergie du quantum, mais encore l'intensité relative des différents groupes γ .

Méthode de la diffraction cristalline. — La spectrographie, par diffraction cristalline, est basée sur la formule de diffraction, bien connue, de Bragg :

$$n\lambda_i = 2d \sin \varphi_{i,n}$$

où « λ_i » sont les longueurs d'onde des rayonnements qui constituent le faisceau à étudier, « n » le numéro d'ordre du spectre (1, 2, 3...), « d » la distance des plans réticulaires du cristal qui forment avec la direction du faisceau incident l'angle « $\varphi_{i,n}$ ».

Cette formule n'est, en fait, qu'une première approximation ; les travaux de Stenström et d'autres ⁽¹⁾ ont montré que, pour un même rayonnement, le rapport $\frac{\sin \varphi_n}{n}$ ne reste pas constant quand « n » varie ; ce rapport décroît systématiquement quand le numéro d'ordre du spectre augmente. La variation est particulièrement notable entre les spectres de premier et de deuxième ordres. D'après l'ensemble des travaux, soit théoriques, soit expérimentaux, réalisés sur ce sujet, la formule de Bragg peut être remplacée par la formule plus précise :

$$n\lambda_i = 2d_n \sin \varphi_{i,n}$$

où

$$d_n = d \left[1 - \frac{d^2}{n^2} \cdot 5,4 \cdot 9 \cdot 10^{-6} \right]$$

« ρ » étant la densité du cristal employé et « d » la distance réticulaire mesurée en Angströms. Remarquons que quand on emploie un cristal de sel gemme ($d = 2,814$ Angströms), la correction ainsi apportée à la formule plus simple de Bragg est seulement de l'ordre du $1/10.000^0$ pour le spectre de premier ordre. Étant donnée la précision de nos mesures (voir chapitre III), cette correction est négligeable.

Nous exposerons en détail, au chapitre suivant, la mise en pratique de ce procédé, mais avant d'y passer, nous examinerons les domaines d'utilisation des différentes méthodes.

(1) Voir SIEGBAHN. *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, pp. 16 et s.

§ 4. — La méthode d'absorption est très utile dans les cas suivants : 1° pour distinguer facilement entre elles les substances radioactives ; en effet, les coefficients globaux d'absorption des rayonnements de diverses substances radioactives étant notablement différents, de simples mesures d'absorption suffisent pour classer dans une famille l'élément en étude ; 2° quand il s'agit de rayonnements très mous, le coefficient d'absorption est presque exclusivement déterminé par l'effet photo-électrique, ce qui rend facile l'attribution d'une longueur d'onde à l'aide de formules empiriques ; 3° pour les rayonnements pénétrants ; agissant sur les éléments légers, le seul coefficient d'absorption qui, pratiquement, intervient, est celui de diffusion par effet Compton, et l'analyse devient, comme dans le cas précédent, simple, la longueur d'onde pouvant être déduite à l'aide de la formule de Klein et Nishina. On a encore recours à cette méthode dans les cas où on doit mesurer un rayonnement γ de faible intensité.

La méthode basée sur l'étude du spectre β « naturel » est celle qui, en général, donne la meilleure précision. Son application est cependant limitée : d'un côté, l'enregistrement des rayons β mous (au-dessous de 20 kv.) devient très difficile ⁽¹⁾ et, deuxièmement, certains groupes β peuvent être masqués par le spectre continu.

La méthode du spectre β « excité » a servi pour évaluer l'intensité de certains rayonnements γ et elle est surtout utile dans le cas où une incertitude sur le spectre β naturel peut être résolue à l'aide des spectres excités obtenus sur divers corps absorbants.

La méthode de Skobelzyn, basée sur l'effet Compton, est particulièrement importante comme méthode de numération : elle nous permet de déterminer le rapport entre le

(1) En effet l'étude de ces rayons nécessite des conditions de vide très bonnes et des soins particuliers dans l'emploi des plaques photographiques.

nombre des quanta des différents rayonnements γ qui constituent un spectre ; son pouvoir séparateur est pourtant assez réduit.

La spectrographie, par diffraction cristalline, exige des sources très fortes et n'a pas pu être étendue, jusqu'ici, au delà d'énergies quantiques de 770 ekv., le domaine où elle permet une analyse supérieure aux autres méthodes est celui en dessous de 100 U. X. (123 ekv.) ; dans cette région, la précision peut être égale à celle fournie par l'étude du spectre β « naturel ».

L'analyse est, d'autre part, très simple par rapport aux autres méthodes et elle permet, en plus, la mesure de raies que toutes les autres méthodes étaient incapables de déceler.

Pour les longueurs d'onde supérieures à 400 U. X., la spectrographie cristalline seule pourra nous fournir des renseignements précis.

CHAPITRE II

Méthode du cristal tournant. Appareillage (Spectrographe et accessoires).

Pour étudier, par diffraction cristalline, le rayonnement γ on emploie, en général, la méthode du cristal tournant ⁽¹⁾. Une autre méthode ⁽²⁾, peu utilisée, consiste à observer la diffraction du rayonnement après passage à travers une lame cristalline plane. Le principe de la méthode du cristal tournant ressort du schéma ci-dessous :

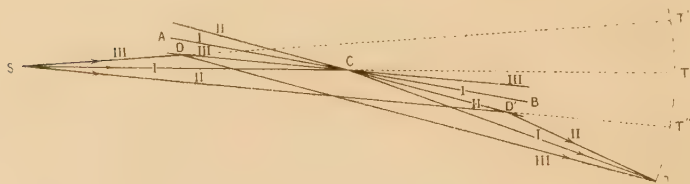


Fig. 1.

Le faisceau SDD' ayant son origine en « S » et dont l'axe est « SC » tombe sur la surface cristalline ACB, mobile autour d'un axe vertical passant par « C ». Soit « φ » l'angle formé par SC avec ACB, et donné par la formule de Bragg ; les rayons diffractés suivent la direction CI ;

⁽¹⁾ RUTHERFORD et ANDRADE. *Phil. Mag.*, 28, p. 854 ; 28, p. 262, 1914 ; RUTHERFORD et WOOSTER *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 22, p. 834, 1925 ; THIBAUD. *Thèse Paris*, 1925 ; MEILNER. *Zeit. f. Phys.*, 52, p. 645, 1928 ; FRILLEY. *Thèse Paris*, 1928.

⁽²⁾ RUTHERFORD et ANDRADE. *Loc. cit.*

au fur et à mesure que la surface ACB change de position, différentes parties du faisceau forment un angle « φ », avec ACB et convergent au point « I », IC étant égal à SC. Un film photographique enroulé sur un cylindre dont l'axe coïncide avec l'axe du cristal enregistre à la fois le faisceau direct (T'T'') et l'image I de la source S. La connaissance de la distance TI et du rayon du cercle permet de déduire φ et par conséquent, la longueur d'onde du rayonnement incident d'après la formule de Bragg.

Si « φ » est suffisamment petit, on peut substituer (fig. 2) au film courbe une plaque photographique plane tangente

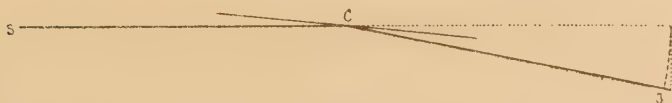


Fig. 2.

au cercle en « T » ; l'image de la source est alors élargie ; pour les petits angles, l'élargissement est négligeable. On mesure les distances R (rayon du cercle de focalisation) et D (distance du centre de l'image directe à l'image par diffraction de la source) et on obtient alors la longueur d'onde λ par l'application des formules :

$$n\lambda = 2d \sin \varphi_{i,n}$$

$$D = R \operatorname{tg} 2\varphi_{i,n}.$$

L'application de cette méthode présente deux principales causes d'erreurs qui proviennent soit du décentrage du faisceau par rapport à l'axe de rotation, soit du fait que la coïncidence de la surface cristalline avec l'axe de rotation n'est pas parfaite.

Le cas où l'axe du faisceau ne passe pas par l'axe de rotation est très simple ; considérons, en effet (fig. 3), le faisceau ST'T' dont l'axe ST passe par « C », axe de rotation

du cristal ; « S » aura comme image « I » ; si on élimine dans ce faisceau la partie $T'''ST''$, la focalisation persistera évidemment en « I », mais la lecture de la marque centrale T introduira une erreur de la grandeur $\varepsilon = \frac{T''T'''}{2}$; on peut déterminer cette grandeur en prenant un cliché avec le cristal placé à $180^\circ - 2\varphi$ par rapport à la position primitive ; la moyenne entre les deux lectures sera la vraie distance de T à I et elle nous fournira la correction à ajouter dans



Fig. 3.

tous les cas où R a la même valeur. Pour une autre distance cristal-source « R' » la correction ε' sera donnée par :

$$\varepsilon' = \varepsilon \frac{R'}{R}.$$

La figure 4 représente le cas où la surface cristalline ne coïncide pas avec l'axe de rotation.

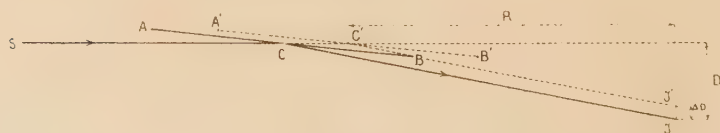


Fig. 4.

Soit C' l'axe de rotation distant de la surface ACB de $C'C''$; pour les petits angles, l'image I prendra la position I' telle que :

$$II' = \Delta D = CC' \frac{\operatorname{tg} 2\varphi}{\sin \varphi} \cong 2C'C''.$$

Comme on voit, la grandeur ΔD est indépendante de « R »; comme :

$$D - \Delta D = R \operatorname{tg} 2\varphi$$

on peut déterminer ΔD en plaçant une deuxième plaque à une distance R' ; on aura alors :

$$D' - \Delta D = R' \operatorname{tg} 2\varphi$$

d'où :

$$\Delta D = \frac{D'R - DR'}{R - R'}.$$

En pratique, il est préférable de faire quelques essais en faisant varier la position du cristal jusqu'à ce que $\Delta D = 0$.

Remarquons, ce qui n'est pas indiqué par certains auteurs, que la connaissance de ε est nécessaire pour déterminer ΔD . La prise de quatre clichés pour une même raie suffit pour évaluer les corrections relatives à ces deux défauts de réglage.

Il existe un autre moyen pour corriger ces deux défauts qui consiste dans la prise d'une même raie en deux ordres différents. Comme le décalage apporté au spectre est le même partout, la distance entre les raies de premier et de deuxième ordre d'un même rayonnement γ nous permet de calculer la longueur d'onde de celui-ci indépendamment de la connaissance des corrections à apporter par suite des défauts de réglage. Pour un rayonnement γ dont on détermine le spectre dans les ordres n et n' la longueur d'onde est donnée, comme on peut le déduire facilement, par la formule :

$$\lambda = \frac{2d}{n - n'} \left(\frac{D_n}{R_n} \cdot \frac{\sin \varphi_n}{\operatorname{tg} 2\varphi_n} - \frac{D_{n'}}{R_{n'}} \cdot \frac{\sin \varphi_{n'}}{\operatorname{tg} 2\varphi_{n'}} \right)$$

indépendante de ε et ΔD .

APPAREILLAGE. — Nous avons employé l'appareil qui avait déjà servi à M. Frilley lors de ses recherches sur le même sujet ⁽¹⁾. Nous nous bornerons ici à une description sommaire.

Sur deux barres cylindriques de 1 m. 50 de longueur glissent trois supports. Le premier support porte la source radioactive et les deux blocs de plomb canaliseurs du rayonnement à étudier. Sur le deuxième support mobile sont installés le cristal et le système d'horlogerie qui produit par transmission le mouvement de rotation du cristal. Le troisième support, enfin, sert à la réception du châssis portant les plaques photographiques. Les distances entre la source et le cristal et entre celui-ci et les plaques photographiques peuvent être mesurées à l'aide d'une échelle existante sur une des barres cylindriques : les supports sont de leur côté munis d'un vernier permettant d'évaluer le $1/10^e$ de millimètre.

Canaliseurs. — Pour canaliser le rayonnement, on emploie deux prismes en plomb ayant une longueur de 22 ou 45 cm., une largeur de 5 cm. 5 et une hauteur de 11 cm. Les faces des prismes du côté du cristal sont recouvertes d'une plaque d'aluminium de 12 mm. d'épaisseur destinée à absorber une grande partie du rayonnement secondaire produit dans le plomb par le rayonnement γ . Comme les blocs de plomb sont électriquement isolés, on peut en plus établir entre eux une différence de potentiel de quelques centaines de volts. On peut ainsi dévier le rayonnement β et empêcher le voile parasite des plaques par ce rayonnement. Remarquons que, dans le cas où on emploie des grands blocs canaliseurs, l'effet des rayons β est négligeable, même en absence du champ. L'intervalle entre les deux blocs de plomb est réglable à l'aide de deux vis qui exercent

(1) *Thèse Paris*, 1928.

une pression sur les blocs. On a intérêt à ne pas placer les blocs tout à fait parallèles. Nous avons travaillé avec un faisceau divergent ; ainsi l'ouverture du côté de la source était de 0 mm. 3 à 1 mm. et, du côté du cristal, de 1 à 2 mm.

Cristal. — Le cristal employé est une lame de sel gemme coupée parallèlement à la face du cube et dont les dimensions sont 4×9 cm. (épaisseur 0 mm. 7). Cette lame est fixée sur une plaque de verre et son orientation par rapport au goniomètre est rendue possible à l'aide de quatre vis existantes sur le support métallique sur lequel le cristal est placé. Pour éviter l'action de l'humidité sur le sel gemme, on couvre celui-ci d'une couche de vaseline. Le cristal ainsi protégé résiste très bien à l'action du temps.

Support du cristal ; mouvement de rotation. — Le cristal est installé sur la plate-forme d'un goniomètre ; cette plate-forme a une vis qui est en contact avec un levier qui est actionné par un mouvement d'horlogerie. On peut, par changement du rapport de la transmission, faire varier la vitesse angulaire du cristal entre $18'$ et 4° par 24 h. Le mouvement est remarquablement uniforme.

Plaques photographiques. — Les plaques photographiques entrent dans un châssis en laiton et aluminium. Le fond du châssis, tourné vers le cristal, est en carton noir. Dans chaque pose, on impressionne deux plaques photographiques placées simultanément, côte à côte, dans le trajet du faisceau ; entre les deux plaques, on place des écrans renforceurs au tungstate de calcium qui viennent appuyer contre les côtés gélatinés. Sur le châssis, on place encore un couvercle de protection en plomb et aluminium.

Nous avons essayé différentes sortes de plaques et films. Nous avons trouvé d'abord que les plaques Opta étaient les plus sensibles. A la fin de notre travail, nous avons pu utiliser les plaques Fulgur, de fabrication récente ; ces plaques nous ont permis de réduire parfois le temps de pose à la

moitié et même au tiers de celui qui était nécessaire pour les plaques Opta.

Un développement lent (1 h. à 1 h. 1/2) s'est montré très favorable pour faire ressortir les raies par rapport au fond.

CHAPITRE III

Conditions expérimentales. Précision des mesures. Résultats.

Famille du radium.

§ 1. — La première étude, par la méthode de diffraction cristalline, du rayonnement γ a été réalisée par Rutherford et Andrade ⁽¹⁾. Ces auteurs ont employé la méthode du cristal tournant et la méthode de transmission à travers un cristal plan. Ils ont réussi à obtenir un spectre contenant de nombreuses raies ; celle de plus haute fréquence avait une longueur d'onde de 72 U. X. (Frlley a montré par la suite que, en effet, cette raie était de deuxième ordre par rapport à une raie de 35 U. X.).

Frlley ⁽²⁾ a effectué une étude très détaillée du spectre $\gamma + X$ du dépôt actif du radon ; il a non seulement pu déceler plusieurs raies nouvelles dans la région qui avait été étudiée par Rutherford et Andrade, mais encore élargir le domaine de son étude jusqu'à une longueur d'onde de 16 U. X. Frlley a montré que le domaine où la spectrographie cristalline était supérieure à toutes les autres méthodes d'analyse du rayonnement γ était celui compris entre 100 et 300 U. X.

Notre but en reprenant l'étude de cette région du spectre $\gamma + X$ du RaB + C (entre 100 et 300 U. X.) a été double ; d'une part, nous avons voulu déterminer lesquelles des raies

(1) RUTHERFORD et ANDRADE. *Phil. Mag.*, 27, p. 854 ; 28, p. 262, 1914.

(2) FRILLEY. *Thèse Paris*, 1928.

de cette région étaient des raies de fluorescence, d'autre part, nous nous sommes proposé de mesurer avec précision la longueur d'onde d'un rayonnement γ pour pouvoir comparer la valeur obtenue à celle déduite par analyse du spectre β « naturel ». Pour augmenter la précision de nos mesures, nous avons étudié les spectres de deuxième et troisième ordres des raies plus intenses.

§ 2. Sources. — Nous avons employé comme sources des ampoules en verre contenant de l'émanation du radium. La préparation des ampoules était faite de la façon suivante ⁽¹⁾ ; d'abord, on purifiait le radon par des agents chimiques (potasse, cuivre et oxyde de cuivre, anhydride phosphorique) ; ensuite, on comprimait l'émanation accompagnée presque exclusivement d'hélium, dans un tube très fin en verre ; ce tube était introduit dans un vase contenant de l'air liquide pour condenser l'émanation du radium ; après quelque temps d'immersion dans l'air liquide, on détachait l'ampoule.

Les plus fortes ampoules employées contenaient 350 millicuries de radon, mais avec 30 millicuries il est déjà possible d'obtenir dans une pose de 48 h. le doublet $K\alpha$ correspondant au numéro atomique 83.

La longueur des ampoules a varié entre 2 et 3 cm. ; leur diamètre intérieur n'a jamais dépassé 1 millimètre.

Nous avons employé aussi dans quelques essais 1 g. de radium contenu dans un tube en verre ; remarquons que la largeur du tube était de 6 mm. et, de ce fait, une partie réduite du rayonnement était seulement utilisable. Nous l'avons employé presque exclusivement pour provoquer par l'action de son rayonnement sur le plomb, le bismuth, etc., l'émission des rayons X de ces éléments.

(¹) M. La. Goldstein a bien voulu se charger de la préparation de ces ampoules. Je l'en remercie ici.

§ 3. Dispersion. Temps de pose. -- La distance cristal-plaque photographique a varié entre 50 cm. et 80 cm. ; pour ces distances, la dispersion est respectivement 6 U. X./mm. et 3,5 U. X./mm.

Le temps de pose dépend évidemment de l'intensité de la source et de la vitesse de rotation du cristal. Pour les raies plus intenses, une ampoule de 100 millicuries donne en 24 h. un spectre très net, la vitesse de rotation du cristal étant de 1° par 24 h. Pour les raies faibles avec une ampoule de cette intensité, le temps de pose doit être de quelques jours ; la vitesse de rotation doit être inférieure à 1° par jour, mais pas trop faible ; ainsi le cristal n'a jamais tourné à moins de 20' par 24 h. ; en effet, il est préférable dans les longues poses de répéter plusieurs fois le même cycle que de tourner une seule fois avec une vitesse plus réduite ; cette remarque est particulièrement importante dans le cas d'emploi de sources dont l'intensité diminue considérablement pendant le temps de pose (dépôt actif du thoron, émanation du radium). Une vitesse trop réduite pourrait, en ce cas, nous conduire à une idée tout à fait fausse sur le rapport des intensités des différentes raies du spectre.

L'étude du spectre γ en deuxième et troisième ordres a été particulièrement laborieuse ; le temps de pose augmente en effet plus qu'on ne peut prévoir d'après le simple rapport des numéros d'ordre du spectre, du fait que la zone du cristal utilisable diminue considérablement quand l'angle augmente.

§ 4. Précision des mesures. -- La précision des mesures dépend de la précision dans les déterminations des distances cristal-plaque photographique, et tache centrale-raie. La première de ces grandeurs peut être déterminée facilement à une précision de $1/2000^{\circ}$; en effet, comme pour les clichés destinés aux mesures, la distance cristal-plaque n'a jamais été inférieure à 60 cm., il suffit de connaître

cette distance à 0 mm. 3 près pour avoir la précision du demi-millième.

C'est à la mesure, sur la plaque photographique, de la distance de la tache centrale due au faisceau non dévié à la raie qu'il faut apporter le plus de soin. Nos mesures absolues ont porté sur les raies 160,7, 165,8 et 232,7 U. X. ; pour une distance cristal-plaque de 70 cm., la raie 232,7 U. X. en deuxième ordre et les raies 160,7 et 165,8 U. X. en troisième ordre sont distantes de la tache centrale de plus de 10 cm. ; comme l'erreur dans la détermination de la distance n'est probablement pas supérieure à $1/10^6$ de millimètre, ces distances sont connues à $1/1.000^6$ près. Dans nos résultats nous donnons une précision qui ne dépasse jamais $1/600^6$. Pour les raies faibles, raies pour lesquelles l'étude dans les ordres supérieurs est très difficile, l'erreur peut atteindre 1 U. X.

§ 5. Résultats ⁽¹⁾. — Le tableau I contient le spectre de premier ordre, tel que nous l'avons déduit à partir des spectres de deuxième et troisième ordres observés et les données des expériences de Frilley.

TABLEAU I
Spectre $\gamma + X$ du Ra B + C.

Frilley λ (en U. X.)	Valadares λ (en U. X.)	V (en $h\nu$)	Intensité
135	134	92,1	faible
140	138,9 $\pm$ 0,5	88,8 ₄	assez forte
144	143,0 $\pm$ 0,5	86,2 ₉	forte
147	147	84,0	très faible
149	149	82,8	très faible
155	155	79,6	moyenne
161	160,7 $\pm$ 0,3	76,7 ₉	très forte
166	165,8 $\pm$ 0,3	74,4 ₃	forte
170	170	72,6	faible
190	190	64,9	faible
210	210	58,8	faible
232	232,7 $\pm$ 0,4	53,0 ₃	assez forte

(¹) *C. R.*, t. 197, p. 144, 1933.

§ 6. — Nous examinerons maintenant lesquelles de ces raies doivent être considérées comme les raies de fluorescence des éléments en présence. Nous commencerons par les raies plus intenses.

Raies 138,9, 143,0, 160,7, 165,8 U. X. — Nous allons d'abord comparer ces valeurs avec celles attribuées aux raies $K\alpha$ et $K\beta$ du spectre de rayons X du bismuth. Le tableau II contient non seulement les valeurs expérimentales données par Réchou ⁽¹⁾ et Stephenson et Cork ⁽²⁾, mais encore celles qu'on peut calculer en se basant sur les énergies des nouveaux électroniques du bismuth déduites à partir des spectres d'absorption. Pour effectuer ces calculs, nous avons pris les valeurs données par les auteurs suivants :

couche M : Lindberg ⁽³⁾ (M_{II} a été extrapolée) ;

couche L : Sandström ⁽⁴⁾ ;

couche K $\left\{ \begin{array}{l} \text{colonne I : Duane } ^{(5)} ; \\ \text{colonne II : Mack et Cork } ^{(6)}. \end{array} \right.$

TABLEAU II

Spectre du Ra B + C	Spectre X du bismuth (expérimental)		Spectre X du bismuth (calculé)	
	Réchou	Step.-Cork	I	II
138,9 $\pm$ 0,5	136,21 $K\beta_2$		138,5	138,2
143,0 $\pm$ 0,5	142,20 $K\beta_{1,3}$	142,05	143,0 $K\beta_3$	142,6
			142,2 $K\beta_1$	141,8
160,7 $\pm$ 0,3	160,91 $K\alpha_1$	160,41	161,0	160,6
165,8 $\pm$ 0,3	165,73 $K\alpha_2$	165,25	166,0	165,5

(1) RÉCHOU. *C. R.*, 180, 1925, p. 1107.

(2) STEPHENSON et CORK. *Phys. Rev.*, 1, 1926, p. 138.

(3) LINDBERG *Z. f. Phys.*, 54, p. 632, 1929.

(4) LANSTRÖM. *Z. f. Phys.*, 65, p. 632, 1930.

(5) DUANE. *Bull. Nat. Res. Council.*, 1, p. 6, 1920.

(6) MACK et CORK. *Phys. Rev.*, 30, p. 741, 1927.

L'accord est tout à fait bon pour les raies $K\alpha$ qui d'ailleurs avaient été déjà interprétées par Frilley comme étant des raies de fluorescence. Pour les raies $K\beta$, nos nombres concordent bien avec les valeurs calculées, mais ils s'éloignent un peu plus des valeurs expérimentales.

Pour contrôler nos mesures d'une façon tout à fait indépendante, nous avons employé le procédé suivant. L'énergie du niveau K de l'iridium est 76,2 ekv. (162 U. X.) ⁽¹⁾ ; si on introduit dans le trajet du faisceau $\gamma + X$ un écran d'iridium, le rayonnement qui produit la raie 160,7 U. X. doit être beaucoup plus absorbé que celui correspondant à la raie 165,8 U. X. L'absorption massique de diffusion dans l'iridium étant sensiblement la même pour les deux rayonnements, il n'en est pas de même pour l'absorption photoélectrique ; en effet, à la raie 160,7 U. X. correspondent des photons d'une énergie de 76,8 ekv., énergie suffisante pour arracher des électrons K de l'iridium, tandis que l'énergie (74,5 ekv.) des photons correspondants à la raie 165,8 U. X. n'est pas suffisante pour produire l'effet photoélectrique sur ce niveau.

Les clichés obtenus en introduisant dans le trajet du rayonnement un écran d'iridium de 0 mm. 7 d'épaisseur montrent la raie 160,7 U. X. beaucoup plus faible que la raie 165,8 U. X., tandis que sur les clichés normaux, c'est la raie 160,7 U. X. qui est la plus intense. Un écran d'iridium de 1 mm. 4 d'épaisseur élimine la raie 160,7 U. X. même sur des clichés où la raie 165,8 U. X. est très forte.

Sur ces mêmes clichés nous avons, d'autre part, obtenu encore les raies $K\alpha$ de l'iridium, excitées par le rayonnement plus pénétrant du $RaB + C$, ce que nous a fourni un deuxième contrôle ; nous avons trouvé ainsi pour la raie $K\alpha_1$ de l'iridium la valeur 190,8 U. X., ce qui est en très bon accord avec les valeurs de Réchou (190,70 U. X.) et de Stephenson et Cork (190,65 U. X.).

(1) MAQR et CORK. *Phys. Rev.*, 30, p. 741, 1927.

Un autre procédé s'offrait encore pour contrôler si, en effet, il s'agissait du spectre de fluorescence de l'élément 83 ; on a remplacé la source radioactive par une gaine de papier remplie de bismuth en poudre et on a provoqué l'émission du rayonnement de fluorescence du bismuth en l'irradiant avec le rayonnement émis par 1 g. de radium. Le bismuth et le radium étaient placés comme l'indique le schéma ci-dessous.

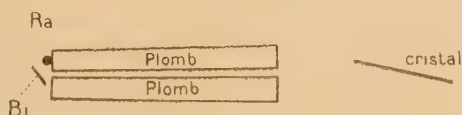


Fig. 5.

On a obtenu ainsi un spectre en tout point semblable et superposable à celui émis par le dépôt actif du radon (raies 165,8, 160,7, 143,0, 138,9 U. X.). Non seulement l'emplacement des raies était le même, mais encore leurs rapports d'intensité étaient identiques.

Ces quatre raies sont par conséquent les raies $K\alpha_1$, $K\alpha_2$, $K\beta_{1,3}$ et $K\beta_2$ de l'élément 83 (transformation $RaB \rightarrow RaC$).

Raies 134 et 155 U. X. — Ces raies sont beaucoup plus faibles que celles dont nous venons de nous occuper. Elles s'interprètent, à notre avis, comme étant des raies de fluorescence de l'élément 84 (transformation $RaC \rightarrow RaC'$).

Spectre du Ra B + C	Spectre X de 84 (calculé par extrapolation)
134 U. X.	$K\beta_2$ 134 U. X.
	$K\beta_3$ 138
	$K\beta_1$ 137
155	$K\alpha_1$ 156
	$K\alpha_2$ 161

Les raies $K\beta_{1,3}$ et $K\alpha_2$ tombent sur les raies $K\beta_2$ et $K\alpha_1$ de l'élément 83.

Remarquons que les rayons X de l'élément 84 n'ont jamais pu être observées par d'autres méthodes, puisqu'on

ne connaît, pour ce nombre atomique, aucun élément stable, ni même un radio-élément de longue vie.

Raies 147 et 170 U. X. — Ces raies très faibles correspondent au spectre K de l'élément 82 (transformation $\text{RaC}' \rightarrow \text{RaD}$).

Spectre du Ra B + C	Spectre X du plomb	
	Réchou	Step.-Cork
	• K β_2	142,57
147 U. X.	K $\beta_{1,3}$	146,93
	K α_1	165,27
170	K α_2	170,18
		141,25
		146,06
		165,16
		170,04

Les raies $\text{K}\beta_2$ et $\text{K}\alpha_1$ tombent sur les raies $\text{K}\beta_{1,3}$ et $\text{K}\alpha_2$ de l'élément 83.

Nous avons d'ailleurs obtenu un spectre X du plomb en l'excitant par le rayonnement de 1 g. de radium comme nous l'avons décrit pour le bismuth. Les raies $\text{K}\alpha_2$ et $\text{K}\beta_{1,3}$ du plomb se superposent parfaitement aux raies 147 et 170 U. X. du spectre du dépôt actif du radon.

Il faut observer que ces raies pourraient être excitées dans le plomb des canaliseurs; cette objection ne nous semble pourtant pas admissible du fait que ces raies sont aussi fines que les autres.

Le tableau suivant contient le résumé des considérations que nous venons de faire.

TABLEAU III

Raies de fluorescence émises par le dépôt actif du radon.

Raies	Intensité	Elément 82	Elément 83	Elément 84
		(transf. $\text{Ra C}' \rightarrow \text{Ra D}$)	(transf. $\text{Ra B} \rightarrow \text{Ra C}$)	(transf. $\text{Ra C} \rightarrow \text{Ra C}'$)
134	faible.....			$\text{K}\beta_2$
138,9	assez forte.....		$\text{K}\beta_2$	$\text{K}\beta_{1,3}$
143,0	forte.....	$\text{K}\beta_2$	$\text{K}\beta_{1,3}$	
147	très faible.....	$\text{K}\beta_{1,3}$		
155	moyenne.....			$\text{K}\alpha_1$
160,7	très forte.....		$\text{K}\alpha_1$	$\text{K}\alpha_2$
165,8	forte.....	$\text{K}\alpha_1$	$\text{K}\alpha_2$	
170	faible.....	$\text{K}\alpha_2$		

Ayant classé ainsi huit des raies de cette région comme étant des raies de fluorescence, continuons notre examen relativement aux autres raies.

Raie 149 U. X. — Cette raie pouvait être interprétée comme étant la raie $K\beta_{1,3}$ de l'élément 81 (transformation $RaC \rightarrow RaC''$). Cette interprétation ne nous semble pas plausible et ceci pour deux raisons : 1° la transformation $RaC \rightarrow RaC'$ est très rare (4/10 000° des atomes de RaC transformés) ; 2° si cette raie était la raie $K\beta_{1,3}$ de l'élément 81 on devrait observer aussi la raie $K\alpha_2$ (174 U. X.) beaucoup plus forte. Or, ni Frilley ni moi-même (et j'ai attaché un soin particulier à cette recherche), n'avons pu signaler aucune raie avec cette valeur.

La raie 149 U. X. doit être par conséquent une raie d'origine nucléaire. Cette conclusion est en accord remarquable avec celle qu'on peut déduire d'un travail récent de C. D. Ellis (¹). Ellis a étudié et comparé très en détail les spectres β « naturels » du dépôt actif du thoron et du dépôt actif du radon dans la région de $H\phi$ compris entre 825 cm. gauss et 976 cm. gauss. Dans cette région, il y a non seulement des raies provenant de l'effet photo-électrique des rayons γ , mais aussi des raies qui correspondent à un effet photo-électrique composé (effet Auger) ; de l'étude comparative de cette région des deux spectres, Ellis conclut que dans celui du $RaB + C$ il n'existe qu'une raie β produite par un rayonnement γ ; toutes les autres raies appartiennent au spectre corpusculaire de rayons X du $RaB + C$. A cette raie β correspond une énergie de 65,92 ekv.

Nous admettons que cette raie provient de l'effet photo-électrique d'un rayon γ sur la couche électronique L_1 . Dans cette hypothèse, l'énergie du rayon γ est :

65,92 ekv. + 16,34 ekv. = 82,3 ekv... 150 U. X. (cas de la transformation $RaB \rightarrow RaC$).

(¹) C. D. ELLIS, *Proc. Roy. Soc.*, t. 139, p. 336 (1933). ¹

$65,92 \text{ ekv.} + 16,9 \text{ ekv.} = 82,8 \text{ ekv... } 149 \text{ U. X.}$ (cas de la transformation $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$).

Nous avons admis les deux hypothèses (émission dans les éléments 83 ou 84) vu qu'on ne sait pas à quelle transformation appartient ce rayonnement β .

Comme on voit, l'accord est parfait entre les conclusions auxquelles on arrive, soit à partir de l'examen du spectre $\gamma + X$ obtenu par diffraction cristalline, soit à partir du spectre β « naturel » ; dans la région comprise entre les longueurs d'onde 130 U. X. et 170 U. X., toutes les raies sont des raies de fluorescence, à l'exception du rayonnement de 149 U. X. qui est un rayonnement γ émis probablement pendant la transformation $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$.

Raie 190 U. X. — Ce rayonnement devrait donner origine, dans le spectre β « naturel », du $\text{RaB} + \text{C}$, à une raie de 48,6 ekv. (transformation $\text{RaB} \rightarrow \text{RaC}$) ou à une raie de 48,0 ekv. (transformation $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$). On ne trouve dans le spectre aucune raie avec cette valeur. Remarquons pourtant qu'elle peut être cachée par une raie assez forte de 49,2 ekv. existant dans le spectre β du RaB .

Raie 210 U. X. — Dans le spectre β naturel du RaC on trouve une raie dont l'énergie est 42,0 ekv. (mesure peu précise) ; si on admet que cette raie provient de la couche L_1 on aura :

$$42,0 + 16,9 = 58,9 \text{ ekv... } 209 \text{ U. X.}$$

Comme on voit, l'accord est parfait dans la précision des mesures.

Raie 232,7 U. X. — Nous avons employé cette raie pour effectuer, avec une précision de l'ordre de $1/500^e$, la détermination de la longueur d'onde d'un rayonnement γ . En outre, nous nous sommes servi de cette détermination pour juger jusqu'à quel point était valable l'application de la loi photo-électrique d'Einstein à l'étude des rayonnements

nucléaires, ou, ce qui revient au même, pour nous rendre compte dans quelle mesure la détermination des énergies du spectre γ , basée sur l'analyse du spectre β « naturel », conduit à des valeurs justes.

Comparons, par conséquent, notre nombre avec celui qu'on déduit de l'analyse du spectre β . En 1924, Ellis et Skinner ⁽¹⁾ ont étudié le spectre β « naturel » au radium B et ont conclu à l'existence d'un rayonnement γ de 53,6 kv. (230 U. X.). Pourtant, dans un travail récent sur le spectre β du dépôt actif du thoron, Ellis ⁽²⁾ a vérifié que ses anciennes mesures étaient trop élevées. Une nouvelle étude du spectre β du RaB n'a pas encore été faite ; cependant, en admettant la même correction (7 0/00 sur $H\beta$) que pour le spectre ThB + C, le rayonnement signalé plus haut aurait la valeur 53,1 kv. Cette nouvelle valeur tombe déjà dans les limites des erreurs possibles de nos mesures ($232,7 \pm 0,4$ U. X. ; $53,03 \pm 0,09$ kv.) ; d'après Ellis, cependant, même les valeurs des dernières mesures du spectre β pourraient être légèrement en excès.

Quoi qu'il en soit, nous pouvons dire que, dans ce domaine de longueur d'onde, la loi d'Einstein est valable à $1/400^e$ près. Remarquons que c'est la première fois qu'on vérifie, avec cette précision, la validité de cette loi pour des rayonnements d'origine nucléaire.

§ 7. — Tous les résultats que nous avons indiqués ont été obtenus en employant comme source des ampoules en verre contenant de l'émanation du radium.

Nous avons essayé aussi comme source un tube en verre contenant 1 g. de radium. Les raies sont beaucoup plus larges que celles obtenues avec l'émanation et les plaques deviennent beaucoup plus voilées du fait que le rayonne-

⁽¹⁾ ELLIS et SKINNER. *Proc. Roy. Soc.*, t. CV, p. 60 ; t. CV, p. 165, 1924.

⁽²⁾ ELLIS. *Proc. Roy. Soc.*, t. 138, p. 318, 1932.

ment diffusé est assez grand. Nous avons réussi pourtant à obtenir le spectre de toutes les raies émises par $RaB + C$ (à l'exception des raies très faibles) et en plus, nous avons pu observer trois raies appartenant au radium. Ces raies correspondent aux rayons X (région K) du radium.

En effet, le radium qui, dans le tube, subit l'action de tout le rayonnement émis par le dépôt actif, fonctionne comme écran d'une façon parfaitement analogue à celle que nous avons indiquée pour le plomb, le bismuth et l'iridium. Remarquons que c'est la première fois qu'on observe le spectre X (région K) du radium.

Le tableau suivant indique le classement des trois raies.

Spectre du radium

$K\alpha_2$	144 U. X.	forte
$K\alpha_1$	140	très forte
$K\beta_{1,3}$	124	moyenne

Famille du Thorium.

§ 8. — L'étude, par diffraction cristalline, du spectre des rayons γ de la famille du thorium a été faite par Thibaud ⁽¹⁾ et Meitner ⁽²⁾. Thibaud a observé quatre raies (52, 62, 145, 168 U. X.) en employant soit une source de mésothorium, soit une source de radiothorium. Meitner a montré que la raie 168 était un doublet (161 et 167 U. X.) et qu'on pouvait l'obtenir même en employant une source de thorium X.

§ 9. Sources. — Pour l'étude du rayonnement γ des éléments de cette famille, nous avons employé les sources suivantes :

⁽¹⁾ THIBAUD. *Thèse Paris*, 1926.

⁽²⁾ MEITNER, *Zeit. f. Phys.*, 52, p. 645, 1928.

un tube de verre contenant du mésothorium (équivalent en Ra : 30 mg. mesuré à travers 1 cm. de plomb) ;

un tube en verre contenant du radiothorium (équivalent en Ra : 25 mg. mesuré à travers 1 cm. de plomb) ;

des fils et des plaques métalliques (or) activés dans une atmosphère de thoron ; on a obtenu par ce procédé des sources qui, au commencement de la pose, équivalaient en Ra à 16 mg. (mesurées à travers 1 cm. de plomb).

Comme la matière des sources de mésothorium et de radiothorium occupait (surtout dans le cas du radiothorium) un volume assez grand, on n'utilisait réellement qu'une partie du produit.

§ 10. Dispersion. Temps de pose. — La distance cristal-plaque photographique a varié entre 20 et 60 cm. Les raies les plus faciles à obtenir sont, comme pour le cas du $RaB + C$, les raies de fluorescence ($K\alpha$) de l'élément 83 ; pour une distance cristal-plaque photographique de 50 cm., trois jours suffisent (source de mésothorium) pour les voir assez nettement.

Parfois les poses ont dû être extrêmement longues : jusqu'à trois semaines. En particulier, dans le cas du dépôt actif du thoron, on a été obligé de remplacer la source plusieurs fois pour obtenir un seul cliché (la demi-période du thorium B est de 10,6 h.) ; le fait que les raies n'étaient pas élargies montre bien qu'on arrivait à placer chaque nouvelle source juste à l'endroit où était la source enlevée.

§ 11. Précision des mesures. — La précision des mesures est assez réduite. Pour les raies fortes, qui ont pu être observées avec une distance source-cristal de 50 cm., la précision est de l'ordre d'une unité X ; pour les raies faibles, la précision est inférieure : l'erreur pourtant ne doit jamais dépasser 2 U. X.

§ 12. Résultats ⁽¹⁾. — Le tableau suivant contient les raies que nous avons pu observer dans la région de longueur d'onde supérieure à 100 U. X.

TABLEAU IV

Spectre $\gamma + X$ de la famille du Thorium.

λ (en U. X.)	V (en kv)	Intensité	Sources employées
103	—	moyenne	Ms Th ; Rd Th ; dépôt actif
118	105	très faible	Ms Th
143	86,3	forte	Ms Th ; Rd Th ; dépôt actif
161	76,6	très forte	Ms Th ; Rd Th ; dépôt actif
166	74,3	forte	Ms Th ; Rd Th ; dépôt actif
285	—	faible	Ms Th . Rd Th
320	—	faible	Ms Th ; Rd Th
330	—	faible	Ms Th ; Rd Th
387	31,9	très faible	Ms Th ; Rd Th

Entre les raies 166 et 285 U. X., nous avons pu voir trois raies cependant si faibles que leur position est très incertaine.

Les raies 285, 320 et 330 U. X. sont les deuxièmes ordres de 143, 161 et 166 U. X. ; de même la raie 103 U. X. doit être le deuxième ordre de la raie de 52 U. X. signalée par Thibaud et que d'ailleurs nous avons pu confirmer.

La raie 143 U. X. a été attribuée par les auteurs précédents au radiothorium. En effet, l'analyse du spectre β du radiothorium conduit à admettre l'existence de deux raies de 140 et 145 U. X. ⁽²⁾ ; de même, la structure fine du spectre magnétique du rayonnement α du radiothorium ⁽³⁾ fait prévoir un rayonnement γ de 143 U. X. Or, nous avons pu trouver cette raie en employant comme source le dépôt actif, ce qui prouve qu'elle appartient (au moins en grande

⁽¹⁾ *C. R.*, t. 196, p. 856, 1933.

⁽²⁾ MEITNER. *Zeit. f. Phys.*, 52, p. 637, 1928.

⁽³⁾ ROSENBLUM et CHANUÉ. *C. R.*, 194, p. 1154, 1932.

partie) à une transformation postérieure à la désintégration du radiothorium. L'existence d'un rayonnement émis par le radiothorium n'est pas évidemment exclue, seulement il doit être faible par rapport à celui que nous observons et qui est émis par le dépôt actif ; ce rayonnement de 143 U. X. doit d'ailleurs être, comme le montre la comparaison avec le spectre γ du dépôt actif du radon, le rayonnement $K\beta$ de l'élément 83.

Les raies 161 et 166 U. X. correspondent aux rayons $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ du numéro atomique 83 (transformation $\text{ThB} \rightarrow \text{ThC}$) : remarquons que, comme dans le rayonnement d'un tube à rayons X, la raie $K\alpha_1$ (161 U. X.) est beaucoup plus intense que la raie $K\alpha_2$ (165 U. X.).

Remarquons finalement que les raies 118 U. X. et 387 U. X. ne sont pas prévues dans l'analyse des spectres β de ces corps.

Par contre, nous n'avons pas pu vérifier l'existence du rayonnement γ de 40,5 kv. indiqué par le spectre β comme très intense. Il semble s'agir d'un nouveau cas d'un rayonnement γ ayant un coefficient de conversion interne extrêmement élevé ; pourtant de nouvelles expériences sont nécessaires pour éclaircir ce point ; le fait que cette raie doit tomber dans la région du spectre de deuxième ordre des raies K a pu peut-être nous induire en erreur.

CHAPITRE IV

Origine des rayons γ . Structure fine du spectre magnétique des rayons α du ThC

(Les résultats numériques signalés dans ce chapitre ont été obtenus dans un travail réalisé en collaboration avec M. S. ROSENBLUM) ⁽¹⁾.

§ 1. — Jusqu'à 1929, on considérait que le rayonnement α émis par une substance radioactive était monocinétique. Comme autres rayonnements nucléaires, on connaissait le rayonnement β constituant un spectre magnétique continu et le rayonnement γ constitué, en général, par plusieurs groupes monochromatiques.

Il était difficile d'établir entre ces phénomènes se présentant sous des aspects complètement distincts, une liaison quelconque ; ainsi les idées de Meitner et Smekal, cherchant à établir un lien entre l'émission α et l'émission γ , étaient restées sans développement faute d'une base expérimentale.

En 1929, Rosenblum a pu montrer, en appliquant pour la première fois la méthode de focalisation à l'étude du spectre magnétique des rayons α du ThC, que celui-ci était constitué par cinq raies, c'est-à-dire que les particules α émises par le ThC constituaient cinq groupes de vitesses différentes. La découverte de ce phénomène, que Rosenblum a appelé structure fine du spectre magnétique du rayonnement α , était destinée à avoir une grande portée. En effet, Feather, le premier, a essayé de mettre en évidence une correspondance entre les différences d'énergie des groupes α

(¹) S. ROSENBLUM et M. VALADARES. *C. R.*, t. 194, p. 967, 1932.

et les énergies de certains rayons γ émis pendant les transformations qui conduisent du ThB au ThPb.

Pour expliquer théoriquement cette liaison entre les deux rayonnements α et γ , Gamow a proposé une théorie que nous allons décrire au § 6. Meitner et Philipp d'un côté, Ellis de l'autre, ont poursuivi pendant les années 1930 et 1931, des essais sur le spectre β pour voir si la théorie de Gamow était acceptable.

§ 2. — Au cours d'un travail sur les rayons α de long parcours du ThC' nous avons eu l'occasion de réexaminer le spectre des rayons α du ThC et, grâce aux poses très prolongées, nous avons réussi à mettre en évidence une nouvelle raie α_5 dans ce spectre. Le résultat de ce travail a permis de conclure à l'existence d'une liaison numérique certaine entre les différences des énergies des groupes de rayons α et les rayonnements γ correspondants.

C'est le résultat de cette étude et les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé que nous allons exposer.

§ 3. Dispositif expérimental. — Le schéma de la figure 6 montre le principe sur lequel se base la méthode de focalisation pour l'étude du spectre magnétique des rayons α d'une substance radioactive. Le faisceau de rayons α partant de « S » est délimité par la fente FF'; sous l'action du champ magnétique supposé homogène, les particules α , dans le vide, décrivent des cercles; ces cercles, dans le cas où les particules α ont la même énergie, se coupent en « I ». Le rayon de courbure du cercle (R) décrit par les particules qui passent au milieu de la fente détermine le côté de la raie le plus éloigné de la fente; il est donné par la formule :

$$R = \frac{1}{2} \sqrt{D^2 + h^2}$$

où D est la distance du milieu de la fente au bord plus éloigné de la raie, et « h » la distance de la fente à la source.

Soit H l'intensité du champ magnétique, perpendiculaire à la direction du faisceau α , on a :

$$RH = \frac{m}{e} v \quad (i)$$

où « m », « e » et « v » sont respectivement la masse, la charge et la vitesse de la particule α .

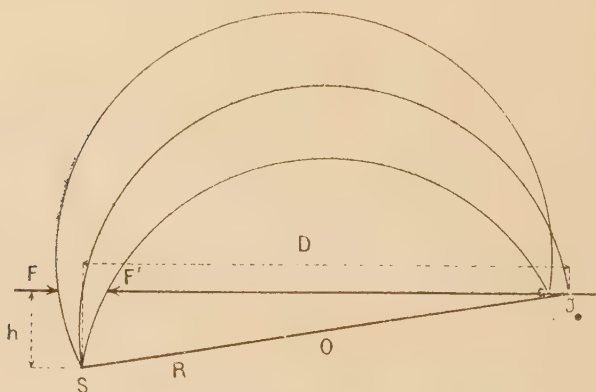


Fig. 6.

Pour la particule α , « e » est égal à la charge de deux électrons et « m » est donné par la formule :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

où m_0 est la masse de la particule α en repos et « c » la vitesse de la lumière.

Déterminant par conséquent expérimentalement R et H , nous avons les données nécessaires pour connaître « v »

et, par conséquent, l'énergie de la particule. Du fait que le champ n'est pas parfaitement homogène, on doit introduire une correction qui porte sur toute la longueur de la trajectoire ; la valeur de H à appliquer dans la formule (1) est donnée par la formule de Hartree ⁽¹⁾ :

$$H = H_s + \frac{1}{2} \int \sin \xi \Delta H d\xi$$

où H_s est l'intensité du champ mesurée au point où la source est placée et ξ l'angle formé par la direction OS avec la droite reliant O à un point où le champ est $H_s \pm \Delta H$; l'intégrale est prise le long de toute la trajectoire. Connaissant la topographie du champ et la position de l'appareil dans le champ, une méthode graphique simple permet de calculer cette intégrale et, par conséquent, la valeur de H à introduire dans la formule (1). En réalité, dans nos mesures, nous avons supposé connue la vitesse de la composante principale du groupe ThC ; nous avons déduit alors les vitesses des autres composantes du rapport des rayons de courbure.

Le dispositif expérimental utilisé dans nos recherches est très simple ⁽²⁾. La chambre à vide placée entre les pièces polaires de 75 cm. de diamètre du grand électro-aimant de l'Académie des Sciences de Paris (installé à Bellevue), reçoit une pièce métallique qui porte à la fois la source et la plaque photographique.

§ 4. Conditions expérimentales. — Nous avons employé comme sources des tranches d'or (épaisseur : 0 mm. 2 à 0 mm. 5) placées entre deux lames de verre et activées dans une atmosphère de thoron. Leurs intensités ont été, au maximum, de 13 mg. (équivalent en Ra, mesurées à travers 1 cm. de plomb).

⁽¹⁾ HARTREE. *Proc. Camt. Phil. Soc.*, 21, p. 746 (1924).

⁽²⁾ ROSENBLUM, *J. de Phys.*, 1, p. 438, 1930.

Les plaques employées ont été des plaques Intensive ; on a utilisé un développement lent (1 h.).

Le temps de pose a varié entre quelques minutes et, au maximum, 8 h. En effet, il suffit pour des sources fortes d'une minute de pose pour voir les raies principales, mais pour rendre visibles les raies très faibles, il faut poser plusieurs heures.

§ 5. Résultats. — On a trouvé dans le spectre magnétique des rayons α du ThC encore une nouvelle raie, ce qui porte le nombre des composantes de structure fine de ce corps à six.

Le tableau suivant contient les vitesses des six groupes de particules α , les énergies qui se déduisent de leurs vitesses et les énergies corrigées de la perte d'énergie due au phénomène de recul.

TABLEAU V

Raies	Vitesse $\times 10^{-9}$ cm./sec.	Energies en kv	
		non corrigées	corrigées du recul
α_1	1,711	6 087	6 204
α_2	1,705 ₈	6 048	6 164
α_3	1,665	5 761	5 872
α_4	1,644	5 618	5 726
α_5	1,641	5 598	5 705
α_6	1,623	5 472	5 577

Dans le tableau VI, nous avons groupé toutes les quinze différences entre les énergies des six groupes de rayons α et les rayons γ qui peuvent se déduire par analyse du spectre β naturel. Le calcul de l'énergie du rayonnement γ est fait dans l'hypothèse (vérifiée seulement pour un certain

nombre de rayons β) que ce rayonnement est émis pendant la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'$.

TABLEAU VI

Raies	Différences énergétiques en <i>ekv</i>	Energies des rayons γ en <i>ekv</i>
0-1	40	40,5
0-2	292	287
0-3	459	451
0-4	438	432
0-5	587	580
1-2	332	327
1-3	499	491
1-4	478	471
1-5	627	617
2-3	167	162
2-4	146	144
2-5	295	287
3-4	21	—
3-5	128	125
4-5	149	144

Les nombres que nous donnons maintenant sont légèrement différents de ceux que nous avons publiés précédemment ; en effet, d'un côté les mesures absolues effectuées par Rosenblum et Dupouy ⁽¹⁾ sur la vitesse des rayons α du groupe principal du ThC obligent à corriger nos mesures relatives des énergies des autres groupes et, d'autre part, les mesures absolues d'Ellis sur le spectre β naturel ont conduit à baisser les valeurs attribuées aux énergies des rayons γ . La concordance est encore très bonne et on peut dire que les différences trouvées restent dans le cadre possible des erreurs ⁽²⁾.

§ 6. Théorie de Gamow. — Dans sa théorie sur la constitution du noyau et la radioactivité, Gamow a expliqué le

⁽¹⁾ ROSENBLUM et DUPUY. *C. R.* t. 194, p. 1919, 1932.

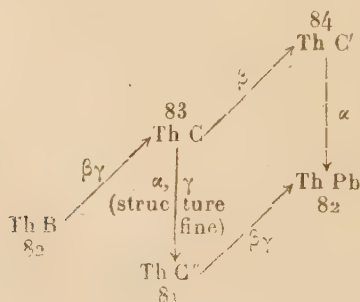
⁽²⁾ Il semble pourtant que les différences entre les raies α sont systématiquement trop grandes,

phénomène de la structure fine du spectre magnétique des rayons α de la façon suivante.

Les particules α qui préexistent avant la désintégration dans les noyaux sont toutes sur un même niveau énergétique. La majeure partie des particules α quittent le noyau avec toute l'énergie disponible pendant la désintégration (abstraction faite de l'énergie du recul). Il peut cependant arriver dans certains cas que les noyaux restent excités après le départ de la particule α . L'excitation quantifiée du noyau se fait au détriment de l'énergie de la particule α . Les groupes des rayons α qui ont contribué à l'excitation du noyau de recul manifesteront donc des énergies plus petites que le groupe normal qui laisse le noyau non excité. Après un temps très court le noyau reprend son état normal en émettant un quantum γ . L'énergie de ce quantum est égale à la différence entre l'énergie d'une particule α normale et l'énergie de la particule α qui provient du noyau qui émet le quantum γ . Les différences entre les énergies des rayons α de la structure fine sont égales, par conséquent, aux énergies des rayons γ . En réalité, on a :

$$E_{\gamma} = E_{\alpha_n} + E_{\text{recul}} - (E_{\alpha_1} + E'_{\text{recul}}).$$

§ 7. Contrôle indirect de la théorie de Gamow. — Rappelons le schéma de désintégration du ThC :



En admettant la théorie de Gamow, on doit s'attendre à ce que le rayonnement γ qui est dû à l'excitation du noyau par une particule α soit émis pendant la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$; en effet, le temps pendant lequel le noyau reste excité ne peut excéder une fraction très faible d'une seconde. Il est difficile d'admettre que l'émission γ correspondant au retour à l'état normal du noyau se réalise pendant la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThPb}$, la vie moyenne du ThC'' étant relativement longue, de l'ordre de quelques minutes.

Or, au moment de la découverte de la structure fine du spectre magnétique du rayonnement α du ThC , on admettait que l'émission du rayonnement γ qui accompagne les transformations qui mènent du ThC au ThPb , se réalisait pendant la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThPb}$.

Ceci était une difficulté réelle pour la théorie de Gamow. Ellis ⁽¹⁾, Meitner et Philipp ⁽²⁾, Sze ⁽³⁾ ont essayé de déterminer à laquelle des transformations appartenait en effet le rayonnement γ dont l'énergie était égale aux différences d'énergie des rayons α de structure fine.

Le procédé d'Ellis, aussi bien que celui de Meitner et Philipp était le suivant; les auteurs prenaient d'abord un spectre magnétique du rayonnement β émis par le $\text{ThC} + \text{C}' + \text{C}''$; ensuite ils réalisaient un nouveau spectre en employant comme source le ThC'' ; les raies existantes sur le premier spectre et qui n'étaient pas visibles sur celui du ThC'' appartenaient à la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$.

Sze agissait d'une façon différente; il mesurait avec une grande précision la différence des énergies de deux raies β attribuées à un même rayonnement γ (par exemple les raies β provenant des couches K et L_1); si cette différence

⁽¹⁾ ELLIS. *Proc. Roy. Soc.*, 136, p. 396, 1932; 137, p. 318, 1932.

⁽²⁾ MEITNER et PHILIPP. *Zeit. f. Phys.*, 80, p. 277, 1933.

⁽³⁾ SZE. *Thèse Paris*, 1932.

était égale à la différence $K - L_1$ de l'élément 81, il concluait que le rayonnement γ était émis pendant la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$; si, par contre, la différence était égale à $K - L_1$ de l'élément 82, l'émission γ accompagnait le passage $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThPb}$.

Ce sont les résultats obtenus par ces auteurs, et aussi ceux plus anciens de Black, qui serviront de base à l'analyse que nous passons à faire ⁽¹⁾.

Rayonnement de 40,5 ekv. — Soit Ellis, soit Meitner et Philipp ont conclu que ce rayonnement est émis pendant la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$. Il est probable ⁽²⁾ que dans la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThPb}$ est émis un rayonnement γ du même ordre de grandeur, mais moins intense.

Rayonnement de 287 ekv. — Ellis trouve dans le spectre β une raie de 201,73 ekv. Si l'on admet que cette raie provient de la couche K on aura :

$$201,73 + 85,15 = 286,88 \text{ ekv.}$$

Ellis a montré que cette raie appartient à la transformation ThCC'' . Meitner et Philipp ont confirmé cette conclusion.

Rayonnement de 451 ekv. — Sze a signalé, le premier, un rayonnement β qui correspondrait à ce rayonnement γ . D'après les dernières mesures d'Ellis, on a :

$$365,99 + 85,15 = 451,14 \text{ ekv.}$$

Meitner et Philipp ne trouvent pas ce rayonnement dans le spectre β du $\text{ThC}''\text{Pb}$.

Rayonnement de 432 et 471 ekv. — D'après Ellis, on a :

$$346,53 + 85,15 = 431,68 \text{ ekv.}$$

$$385,73 + 85,15 = 470,88 \text{ ekv.}$$

⁽¹⁾ Nous avons corrigé les nombres de Black, Sze, Meitner et Philipp d'accord avec les dernières mesures absolues d'Ellis.

⁽²⁾ ROSENBLUM et VALADARES. *Loc. cit.* ; MEITNER et PHILIPP. *Loc. cit.*

Meitner et Philipp ne signalent pas ces deux raies β dans le spectre ThC''Pb .

Rayonnement de 580 ekv. — Pendant la transformation ThC''Pb il y a émission d'un rayonnement γ très intense de 582 ekv. Sze avait attribué ce rayonnement à la transformation ThCC'' ; pourtant les essais soit d'Ellis, soit de Meitner et Philipp ont prouvé que cette hypothèse n'était pas admissible. Il serait d'ailleurs étrange qu'au passage de α^5 (raie très faible) à α_0 correspondit un rayonnement γ très intense. Cependant, on trouve dans le spectre β de Sze une raie faible qui peut être attribuée à la transformation ThCC'' ; on a :

$$495 + 85 = 580 \text{ ekv.}$$

Rayonnement de 327 ekv. — D'après Ellis :

$$241,51 + 85,15 = 326,66 \text{ ekv.}$$

Remarquons pourtant que Meitner et Philipp trouvent une raie dans le spectre β du ThC''Pb qui est très voisine de 241 ekv. Ce point est à éclaircir.

Rayonnement de 491 ekv. — D'après Sze :

$$406 + 85 = 491 \text{ ekv.}$$

Ellis n'a pas confirmé l'existence de cette raie.

Rayonnement de 617 ekv. — Black a signalé une raie β de 532 ekv. :

$$532 + 85 = 617 \text{ ekv.}$$

Sze a confirmé l'existence de cette raie. Ellis l'admet mais n'a pas pu l'observer. Meitner et Philipp ne la trouvent pas dans le spectre du ThC''Pb .

Rayonnement de 162 ekv. — Dans le spectre β d'Ellis, on trouve une raie de 76,74 ekv. Si on admet qu'elle provient de la couche K on aura :

$$76,74 + 85,15 = 161,89 \text{ ekv.}$$

Cette raie n'avait pas été employée par Ellis dans son analyse du rayonnement γ ; elle n'appartient pourtant pas au spectre corpusculaire de rayons X.

Rayonnement de 144 ekv. — Du spectre β donné par Ellis on peut déduire :

$$58,92 + 85,15 = 144,07 \text{ ekv.}$$

Cette raie β de 58,92 ekv. ne semble pas appartenir au spectre corpusculaire de rayons X.

Rayonnement de 125 ekv. — La raie β qui provient de l'effet de ce rayonnement sur la couche K est cachée par la raie intense de 40,01 ekv. (effet du rayonnement γ de 40,5 ekv. sur le niveau N).

De l'exposé que nous venons de faire, une conclusion découle : « Sauf quelques détails encore à éclaircir, l'ensemble des travaux réalisés sur le spectre γ (déduit par analyse du spectre β) pousse à admettre la théorie de Gamow pour expliquer la liaison numérique existante entre les différences des énergies des particules α et les énergies des rayons γ ».

§ 8. — Déjà, en 1922, Ellis avait remarqué qu'il existait entre les énergies des rayons γ émis pendant une transformation radioactive certaines relations numériques simples ; ainsi, en admettant un nombre restreint de rayons γ comme fondamentaux, les énergies de tous les autres pouvaient être obtenues par addition, deux à deux, trois à trois, etc., des énergies des premiers. Ceci l'avait conduit naturellement à établir un système de niveaux énergétiques nucléaires introduisant ainsi dans le schéma du noyau l'idée qui avait été si utile dans le développement de l'étude des phénomènes extra-nucléaires (spectre optique, spectre des rayons X).

Au fait, l'expérience a montré qu'il y avait beaucoup d'arbitraire dans l'établissement des schémas de niveaux

par ce procédé ; en effet, il était presque toujours possible de trouver plusieurs schémas dont on ne savait pas dire lequel était le plus probable. L'intensité relative des différents rayonnements γ doit permettre de faire une sélection entre les différents niveaux proposés pourtant comme les intensités sont mal connues le choix devient difficile.

La découverte du phénomène de la structure fine du spectre magnétique des rayons α et sa liaison avec le rayonnement γ ont, pour la première fois, permis d'établir ces schémas. Ci-dessous nous donnons le schéma des niveaux nucléaires du ThC'' . Comme la précision dans la mesure du rayonnement γ est supérieure à celle des différences entre les énergies des particules α , nous avons pris les valeurs des rayons γ pour établir ce schéma.

Raies		Energies
α_5	—————	617 ekv
α_3	—————	491
α_4	—————	471
α_2	—————	327
α_6	—————	40,5
α_1	—————	0

Fig. 7.

Remarquons que les différences 0-2 et 2-4 sont sensiblement égales à 2-5 et 4-5 et de même que la différence 2-4 (=4-5) est la moitié de 2-5 (=0-2).

CONCLUSIONS

Nous avons étudié en détail la région du spectre γ du $\text{RaB} + \text{C}$ comprise entre 100 et 250 U. X. On a pu montrer, soit en augmentant la précision des mesures (spectres de deuxième et troisième ordres), soit par comparaison avec les spectres de fluorescence du bismuth et du plomb, que toutes les raies intenses de cette région sont des raies de fluorescence.

On a obtenu, pour la première fois, le spectre des rayons X (région K) du radium.

La mesure précise du rayonnement γ de 232,7 U. X. a montré la validité de l'application de la loi photo-électrique d'Einstein à l'étude du rayonnement γ par analyse du spectre β (précision 1/400^e).

L'étude du spectre γ de la famille du thorium a permis de montrer que certains rayonnements attribués au radiothorium étaient émis pendant la transformation $\text{ThB} \rightarrow \text{ThC}$. On a constaté d'ailleurs, dans cette région du spectre, une grande analogie entre les spectres du dépôt actif du radon et du thoron ; ceci est facilement explicable du fait que les raies en question sont les rayons X des éléments en présence. Nous avons trouvé quelques raies nouvelles.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les résultats numériques d'un travail réalisé en collaboration avec M. S. Rosenblum sur la structure fine du spectre magnétique des rayons α du ThC . Les dernières pages sont consacrées à la comparaison des résultats des différents auteurs qui ont cherché à déterminer si la théorie de Gamow, expli-

quant la liaison numérique existante entre la structure fine et le spectre γ , était acceptable. On conclut que, exception faite de quelques points encore à étudier, les résultats obtenus par Ellis, Meitner et Philipp, Sze conduisent à accepter la théorie de Gamow.

EXPLICATION DE LA PLANCHE

SPECTRES PAR DIFFRACTION CRISTALLINE DES RAYONS γ

1. — Distance source-plaque : 1,20 m.

Angle exploré : $40'$.

a) Source-radon : 150 mc.

Temps de pose : 24 h.

b) Source-radon : 350 mc.

Le rayonnement γ traverse un écran d'iridium de 0,7 mm. d'épaisseur.

Temps de pose : 24 h.

On remarque sur le cliché b) que la raie K_{α_1} de 83 (160,7 U.X.) est moins intense que la raie K_{α_2} de 83 (165,8 U.X. (voir p. 47).

2. — Distance source-plaque : 1,10 m.

Angle exploré : $10'$.

Source-radon : 300 mc.

Temps de pose : 5 jours.

Spectre de deuxième ordre des raies 160,7 et 165,8 U. X.

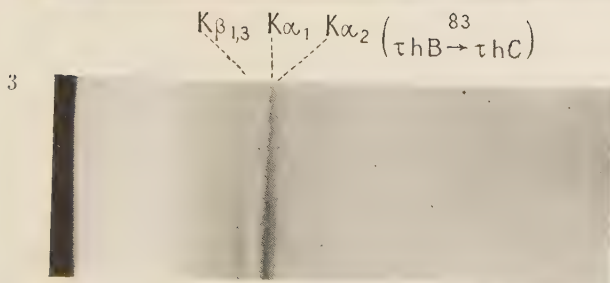
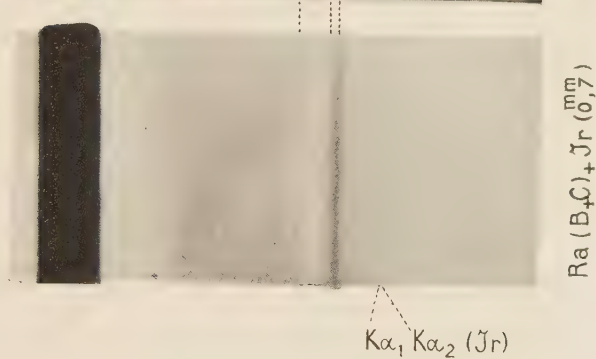
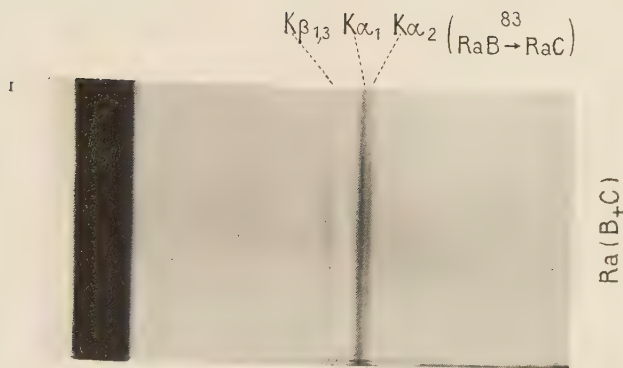
3. — Distance source, plaque : 1,04 m.

Angle exploré : $40'$.

Source : mésothorium (équivalent en Ra : 30 mgr., mesuré à travers 1 cm. de plomb ; comme l'ouverture des canaliseurs était moins large que le tube que contenait le mésothorium au fait on utilisait seulement un tiers du produit comme source).

Temps de pose : 18 jours.

Si on compare le cliché 12 avec celui-ci on remarque l'analogie des deux spectres. En effet, il s'agit dans les deux cas des raies $K_{\beta_{1,2}}$, K_{α_1} et K_{α_2} de l'élément 83 (cliché 1 a : transformation $RaB \rightarrow RaC$; cliché 3 : transformation : $ThB \rightarrow ThC$).



DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Transmutation des éléments par des particules
accélérées artificiellement.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 4^{er} Décembre 1933.

Le Doyen de la Faculté de Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

